

(19)日本国特許庁 (JP)

(12) 特許公報 (B2)

(11)特許番号

特許第3283265号
(P3283265)

(45)発行日 平成14年5月20日(2002.5.20)

(24)登録日 平成14年3月1日(2002.3.1)

(51)Int.Cl.
B 23 K 26/00
A 61 B 18/20

識別記号

F I
B 23 K 26/00
A 61 B 17/36 N
350

(21)出願番号 特願平7-526364

(86) (22)出願日 平成7年3月29日(1995.3.29)

(65)公表番号 特表平9-511688

(43)公表日 平成9年11月25日(1997.11.25)

(86)国際出願番号 PCT/US95/03863

(87)国際公開番号 WO95/27587

(87)国際公開日 平成7年10月19日(1995.10.19)

審査請求日 平成11年4月30日(1999.4.30)

(31)優先権主張番号 224, 961

(32)優先日 平成6年4月8日(1994.4.8)

(33)優先権主張国 米国(US)

(73)特許権者 99999999

ザ リージェンツ オブ ザ ユニバ
シティ オブ ミシガン
アメリカ合衆国 48109-1280 ミシガ
ン州、アン アーバ、3003 エス. ステ
イト ストリート、ルーム2071 ウルバ
ーリーン タワー、ザ ユニバーシティ
ー オブ ミシガン、テクノロジー マ
ネージメント オフィス

(72)発明者 モウロー、ジェラード、エー.
アメリカ合衆国 48104 ミシガン州、
アン アーバ、ソルノーカス ドライ
ブ、4151

(74)代理人 99999999
弁理士 森本 義弘

審査官 神崎 孝之

最終頁に続く

(54)【発明の名称】レーザー誘起破壊及び切断形状を制御する方法

1

(57)【特許請求の範囲】

【請求項1】パルス・レーザービームを用いた材料のレーザー誘起破壊(LIB)の方法であって、当該材料のフルエンス破壊閾値とレーザーパルス幅との関係において、その勾配の急速かつ明瞭な変化が特有のレーザーパルス幅値で生じることを特徴とするのであって、当該方法が、

a) 各パルスのパルス幅が上記特有のレーザーパルス幅値以下のパルス幅であるような单一ないし複数のレーザーパルスビームを生成し、かつ

b) 当該ビームの焦点を材料表面若しくはその下の一点にもつような前記方法。

【請求項2】請求項1による方法であって、当該材料のフルエンス破壊閾値とレーザーパルス幅との関係は曲線を形成し、当該変化が当該曲線の第一部分と

2

第二部分の間の一点で発生し、当該第一部分はフルエンス破壊閾値がパルス幅の平方根($T^{1/2}$)に従って変動するような比較的長いパルス幅の範囲にわたり、当該第二部分はフルエンス破壊閾値対T勾配が当該第一部分とは異なり、かつ当該第一部分と比較して短いパルス幅の範囲にわたる方法。

【請求項3】請求項2による方法であって、更に

a) パルス幅起動点の同定、
b) レーザービームの初期起動点を材料の表面ないし表面下に、合わせること、
c) 横方向に一定光路に沿って当該ビームを走査すること、
を含むような方法。

【請求項4】請求項2による方法であって、更に

a) パルス幅幅起動点の同定、

- b) レーザービームの初期起動点を材料の表面ないし表面下にわせること、
- c) 材料の長手方向に一定光路に沿ってレイリー・レンジより浅い深度まで当該ビームを走査すること、を含むような方法。

【請求項 5】請求項 1 による材料をレーザー誘起破壊する方法であって、以下のもの含むもの。すなわち、a) の工程の前に、選択された材料につき、レーザーパルス幅の関数としてのフルエンス破壊閾値 (F_{th}) の特性曲線を決定すること、当該 F_{th} に対する材料のパルス幅の特性曲線の勾配の明確なる変化に対応するような当該曲線上の特有のレーザーパルス幅値を同定すること。

【請求項 6】請求項 1 による方法であって、パルス幅の関数としての材料の切断 (LIB) 閾値を計測し、かつ切断 (LIB) 閾値がパルス幅平方根に比例しなくなる点を決定することによって特有のパルス幅値が得られるもの。

【請求項 7】請求項 1 による方法であって、材料が金属であり、パルス幅が 10~10,000 フェムトセカンドであり、ビーム・エネルギーが 1 ナノジュール~1 マイクロジュールであるもの。

【請求項 8】請求項 1 による方法であって、レーザービームによってスポットが画定され、かつ当該ビームの横方向のガウス・プロフィーの特徴が、ビームスポットないしその近傍におけるフルエンが閾値フルエンスよりも大きく、これによるレーザー誘起破が当該スポット内の部域の切断であるもの。

【請求項 9】請求項 8 による方法であって、当該スポットサイズが基本波長サイズよりも小さな直径の切断空洞を提供する回折限定スポットサイズであるもの。

【請求項 10】請求項 1 による方法であって、当該材料がレーザーから出る放射線に対して透明であり、パルス幅が 10~10,000 フェムトセカンドであり、当該ビームのエネルギーが 10 ナノジュール~1 ミリジュールであるもの。

【請求項 11】請求項 1 による方法であって、材料が生物組織であり、パルス幅が 10~10,000 フェムトセカンドであり、当該ビームのエネルギーが 10 ナノジュール~1 ミリジュールであるもの。

【請求項 12】請求項 1 による方法であって、当該レーザービームのエネルギーが 10 ナノジュールから 1 ミリジュールの範囲にあるもの。

【請求項 13】請求項 1 による方法であって、当該レーザービームのフルエンスが平方センチ当たり 100 ミリジュールから平方センチ当たり 100 ジュールまでの範囲内にあるもの。

【請求項 14】請求項 1 による方法であって、当該レーザービームによって材料内部ないしその表面にひとつのスポットが画定され、かつ LIB により当該スポットの部

域よりも小さなサイズの部域が切断されるもの。

【請求項 15】請求項 1 による方法であって、当該レーザービームの波長が 200 ナノメータから 2 ミクロンの範囲にあるもの。

【請求項 16】請求項 1 による方法であって、当該パルス幅が数ピコセカンドからフェムトセカンドまでの範囲にあるもの。

【請求項 17】請求項 1 による方法であって、当該破壊に電離、自由電子増倍、誘電破壊、プラズマ形成及び/又は蒸発による化学的及び物理的な変化が含まれるもの。

【請求項 18】請求項 1 による方法であって、当該破壊にプラズマ形成が含まれるもの。

【請求項 19】請求項 1 による方法であって、当該破壊に分解が含まれるもの。

【請求項 20】請求項 1 による方法であって、当該破壊に切断が含まれるもの。

【請求項 21】請求項 1 による方法であって、当該破壊に蒸発が含まれるもの。

20 【請求項 22】請求項 1 による方法であって、当該スポットサイズが柔軟な絞りによって 1 から 100 ミクロンまでの範囲で変動するもの。

【請求項 23】請求項 1 による方法であって、当該マスクが光路の途中に置かれて当該ビームの一部を閉塞することによって所望の幾何学形状のビームとするもの。

【請求項 24】請求項 1 による方法であって、当該レーザーの操作モードが非 TEM₀₀ であるもの。

【請求項 25】請求項 1、2、5 のうちのいずれかひとつによる方法であって、当該ビームが一定の持続時間の短い光パルスを発生する手段、当該光パルスの時間を延長する手段、固体增幅媒体を含む当該時間延長光パルスを增幅する手段並び当該增幅パルスを所望の持続時間に再圧縮する手段、を含むチャーブ・パルス增幅 (CPA) 手段によって得られるような方法。

【請求項 26】請求項 1 による方法であって、レーザービームの f 値を変更することにより 1 から 100 ミクロンまでの範囲でスポットサイズを変動させるもの。

【請求項 27】請求項 1 による方法であって、標的の位置を変更することにより 1 ~ 100 ミクロンまでの範囲でスポットサイズを変動させるもの。

【請求項 28】請求項 5 による方法であって、当該破壊に化学的及び物理的な破壊が含まれるもの。

【発明の詳細な説明】

政府の権利

本発明は、STC PHY 8920108 によってアメリカ合衆国海軍調査研究局及び全米科学財団から提供された政府支援金によって実現したものである。アメリカ合衆国は本発明につき若干の権利を有する。

発明の分野

50 本発明は、主としてレーザー光線を利用して材料のア

プレーション(切断)ないし材料構造における物性の変性など内外両面の態様を変更する方法に関するものである。本発明は種々の材料に適用することができる。

発明の背景

材料のレーザー誘起破壊は化学的変化及び物理的、化学的及び物理的な破壊、分解、切断、蒸発をもたらす。レーザーは微少寸法(マイクロパターン)の刻印など精度を要求する手順を制御する優れた手段である。医療を含めた多数の手順には連続する光線よりもパルス光線の方が効果的である。パルスレーザー光線には持続時間が例えば10ナノセカンド程度と極めて短い光のバーストないしパルスがある。通常、これらのパルスとパルスの間には休止時期がくる。各パルスのピーク値はギガワット前後で比較的大きな値となることが多く 10^{23} W/cm^2 程度の強度になることもある。レーザー光線の焦点は一定半径の面積に及ぶが、光線の影響は焦点エリアないしスポットにとどまらず、当該スポットに隣接する周辺部域に及んでこれらに悪影響を及ぼす。このような影響を受ける周辺部域がスポット自体の数倍も広いことさえある。これは、医療において組織に影響するなどの問題を引き起こす。レーザーによる機械加工の分野では、ナノセカンド単位のパルスを利用している現在のレーザーは、特に非吸収性波長を利用する場合、高い精度や制御することは無理である。

一般に、本発明はレーザー誘起破壊を局在化する方法を提供することを目的とする。いまひとつの目的は材料の内部又は外部に一定のパターンによる破壊を誘起する方法を提供することにある。

発明の要約

本発明のひとつの態様において、レーザー誘起によって材料を破壊する方法を提供する。この場合、当該材料はフルエンス破壊閾値(F_{th})とレーザー光線パルス幅(T)との関係において、その勾配の突然、急速かつ明瞭なる変化が一定のパルス幅値に見られることにその特徴がある。本方式には各パルスが一定のレーザーパルス幅値以下の幅を有するレーザーパルス光線を生成することが含まれる。光線はレーザー誘起破壊を惹起したい材料の表面上の又は表面下のある一点に焦点を当てる。

更に、ひとつの態様において、本発明は、以下のようにして一定のレーザーパルス幅値を定義することによって理解できよう。すなわち、フルエンス破壊閾値とレーザーパルス幅との間の関係によって、フルエンス破壊閾値(F_{th})がパルス幅の平方根($T^{1/2}$)に比例して変化するような比較的長い(高い)パルス幅の範囲にわたる第一の部分を有する曲線が決定される。当該曲線には上記第一の部分に比較して短い(低い)パルス幅にわたる第二の部分がある。フルエンス破壊閾値とパルス幅との間の比例関係は、当該曲線の第一の部分と第二の部分とでは異なり、一定のパルス幅値は当該曲線に沿い、かつ第一と第二の部分との間にくる。言い換えれば、

当該一定パルス幅値は F_{th} 対 T_p の関係が適用されないような点であって、当該一定のパルス幅よりも短いパルス幅値にもこの関係が適用されないことは言うまでもない。

パルス幅(T)の関数としてのフルエンス破壊閾値(F_{th})のスケーリングは、パルス幅の平方根($T^{1/2}$)に比例する F_{th} として表され、ナノセカンド範囲に及ぶパルス幅で実証される。本発明は、破壊閾値(F_{th})がパルス幅の平方根($T^{1/2}$)にしたがって変動しないことが解ったピコセカンド及びフェムトセカンド範囲までのパルス幅で有効な複数の方式を提供するものである。

ナノセカンドからフェムトセカンドに至る範囲のパルス幅持続時間は光学オシレータから一定の持続時間をする短い光学パルスを生成することによって達成される。次に、短い光学パルスの時間を約500~10,000倍に引き伸ばして增幅すべき時間延長光学パルスを生成する。次いで、当該時間延長光学パルスを固体増幅媒体で増幅する。これには時間延長光学パルスと固体増幅媒体を光ポンピングするために利用される第二のレーザーによって生成された光学パルスを組み合わせることも含まれる。この後増幅されたパルスは圧縮されて元のパルス持続時間に戻る。

一つの実施態様において、レーザー・オシレータは、0.001~10ナノジュール程度の比較的低いエネルギー・レベルで10~100フェムトセカンド程度の極めて短いパルスを発生する。次に、ほぼ100ピコセカンド~1ナノセカンドのパルス幅、0.001~10ナノジュール程度のエネルギーに引き伸ばされる。次いで、通常は0.001~1,000ミリジュール、100ピコセカンド~1ナノセカンド程度に増幅されてから再度圧縮される。最終的には、10~200フェムトセカンド及び0.001~1,000ミリジュールになる。パルス発生システムは一様ではないが、レーザー媒体はレーザーの働きを司るチタン不純物を含有するサファイアとすることが望ましい。

別の態様においては、本発明による方式によって横方向ガウス・プロフィールを有するスポットを決定するレーザー光線が得られる。当該プロフィールの特徴は、ビームスポットの中心ないし中心近傍におけるフルエンスが閾値フルエンスよりも大きいためレーザー誘起破壊が当該スポット内部域の切断になることである。最大強度はほかならぬビームウエストの中心で得られる。ビームウエストというのは、波面が完全な平面になるようなビームの点のことである。すなわち、この点における曲率半径は無限大となる。この中心点ではX-Y座標軸における半径 $R = 0$ 、Z軸上では $Z = 0$ である。これにより、 $Z = 0$ 、 $R = 0$ の極めて小さな体積で材料を損傷することができる。したがって、特徴をX-Y焦点面ではスポットサイズよりも小さく、Z軸ではレイリー範囲(焦点深度)よりも小さくすることができる。パルス幅持続時間は、フルエンス破壊閾値とレーザー光線のパル

ス幅との関係における勾配の突然ないし識別可能な変化によって決定されるパルス幅よりも小さい場合に限りより高い値でもよいが、フェムトセカンド範囲にあることが望ましい。

いまひとつ別の態様においては、光路に、絞り、ディスクないしマスクを設けて少なくともビームの一部をブロックしてビームが望ましい幾何学形状になるようにする。更に別な態様においては、ビームスポット・サイズを変更することにより、若しくはフーリエ変換(FT)パルスを形成して特殊な度数分布による幾何学形状を実現することによって所望のビーム構成とすることができます。

ビームのエネルギーは10nJ(ナノジュール)から1ミリジュールの範囲とし、ビームのフルエンスは0.1J/cm²～100J/cm²(平方センチ当たりジュール)の範囲とすることが望ましい。また、波長は200nm(ナノメーター)～1μm(ミクロン)とするのが好適である。

更に、本発明は、特定の材料につき最適パルス幅持続時間を決定するための新しい方式並びに持続時間定格を利用して材料内部ないし表面に正確な形状の切断面ないし空隙を生成する手順が得られるという利点がある。このような定格は、与えられた材料につき本発明による方式を利用して再現することができる。更に、控えめなエネルギー量でもって本方式から極めて高い強度が得られ、かつスポットサイズはごく小さくてよい、という利点もある。隣接部域への損傷は最小限にとどめられるので、ヒトや動物の組織にとって重要な利便を提供することができる。

上記その他本発明による特徴と利便は、好適な実施態様、請求項及び添付図面についての下記説明から明らかになるであろう。

図面の簡単な説明

図1はチャーブ・パルス増幅レーザー・システム及び散乱エネルギーと透過エネルギーを検出する手段を含むレーザー誘起破壊実験システムの略図である。透明な試料の場合には、透過エネルギーも測定することができる。

図2は図1のシステムにおいてパルス持続時間150フェムトセカンド(fs)で走査した時不透明試料(金)について得られた入射フルエンスに対する散乱エネルギーの関係をグラフ化したものである。

図3はフルエンス閾値とパルス幅の関係を金の場合における計算値と実験値でグラフ化したもので、金の実験値は図1のシステムを800nmの波長で操作して得たものである。矢印は、グラフ上でF_{th}がT^{1/2}に比例しなくなる点を示す。F_{th}がT^{1/2}に比例する、という関係は実線で示したようなあるレベル以上のパルス幅にしか当てはまらない。

図4に示すのは、任意の単位に基づく金のサブスポット・サイズ切断(アブレーション)と機械加工をグラフ

で表したもので、材料除去を開始するに必要なフルエンス閾値であるF_{th}を示している。ここで、Rsは入射光線のスポット・サイズ、RaはX-Y面で切除された穴の半径である。

図5は、光線の強度プロファイルを示す略図で、本発明による超高速パルスでのレーザー微少寸法機械加工の場合、光線強度プロファイルのピーク値のみが切断／機械加工の強度を超えることを示している。

図6A及び6Bは光路においてディスク形状マスクの設置を示す光線の略解図である。

図7は透明なガラス試料Si02の入射レーザーパルス・エネルギーの関数としての散乱プラズマ放射と透過レーザーパルスをプロットしたものである。

図8は図7の透明ガラス・サンプルに対するフルエンス閾値(F_{th})とパルス幅(T)との関係をグラフで表したものでT^{1/2}と共に変動するF_{th}が実線で示す範囲内のパルスに対してのみ成立することを示す。パルス幅が大きい場合を示す既発表の報告内容がある(Squares, Smith Optical Eng 17, 1978 and Triangles, Stokowsky, NBS Spec 541, 1978)。

図9は角膜組織のフルエンス閾値、すなわち、角膜の損傷閾値とパルス幅との関係をグラフ化したもので、この場合もF_{th}とパルス幅との比例関係は、比較的長いパルス幅の場合のみT^{1/2}の関係式に従うことを示している。

図10及び11はプラズマ発射とレーザー・フルエンスの関係をグラフ化したもので、170fs(図10)のパルス幅においては、F_{th}が極めて明瞭に決定されており、7ns(図11)における極めて不明瞭なF_{th}とは対照的であることを示している。図10、図11共に170fsと7nsにおけるヒトの角膜の破壊データを示している。

図12は、実験及び理論計算によって決定した単位距離当たりの衝突電離率をグラフ化したものである。

図13A及び13Bは、長手のZ軸方向に沿ったビーム形状及び、損傷の正確な制御位置を、Z軸方向の寸法でもつて略図で示す。

好適実施例についての詳細説明

図1に示すのは、チャーブ・パルス増幅(CPA)レーザー・システムを用いナノセカンドからフェムトセカンドの範囲においてレーザーパルス幅の関数としてレーザー誘起破壊閾値を決定する性能試験装置である。このようなCPAシステムの基本的構成については、本発明の譲受人に付与されたアメリカ合衆国特許第5,235,606号に開示されている。当該特許の発明者は本出願の発明者と共にである。また、当該アメリカ合衆国特許第5,235,606号は、その全体を引用することにより本出願の一部としている。

チャーブ・パルス増幅システムは、本出願の共同発明者であるジェフリー・スクアイヤーとジェラード・モローによって1992年6月ペンウェル(Pennwell)から出版

された「レーザ フォーカス ワールド (Laser Focus World)」と題する著書で解説されている。同書によれば、CPAシステムは4つのカテゴリーに大別される。第1のカテゴリーに属するのは、出力が数ジュールのNDガラス・レーザーなど繰り返しの少ない高エネルギーシステムであるが、発射回数は毎分1ショットに満たない。第2のカテゴリーに属るのは、出力が約1ジュール、繰り返し回数は1~20ヘルツである。第3のカテゴリーに属するのは、1~10キロヘルツの繰り返し回数で作動するミリジュール・レベルから成るグループである。第4のカテゴリーに属するレーザーは250~350キロヘルツで作動し1パルスにつき1~2マイクロジュールを発する。合衆国特許第5,235,606号においては、複数の固体増幅材料が同定せられ、合衆国特許第5,235,606号の発明はアレキサンドライトを用いて説明されている。下記する実施例ではチタン/サファイアを用いて説明し、若干のバリエーションはあるもののほぼ合衆国特許第5,235,606号の基本プロセスを追って解説している。

下記の実施例は、パルス持続時間が数百ピコセカンド以下の範囲、周波数1キロヘルツ前後でパルス・エネルギーがマイクロジュール未満、多くはナノジュールの範囲の場合を示す。しかしながら、これらの実施例は単に説明のためのものであって本発明はこれらに限定されない。

CPAの基本的方法では先ず短いパルスを発生させる。オシレータによるパルスが理想的で十分に短く、改めてパルスを圧縮する必要がない。発生後のパルスは正の群速度のバラツキが出るようにしたグレーティング・ペアによって引き伸ばされる。パルスの引き伸ばしがどのくらいかは増幅量による。1ミリジュール未満であれば、数10ピコセカンドで十分である。通常、最初の増幅段階は再生増幅器ないしマルチパス増幅器で行われる。ひとつの構成においては、これはゲイン媒体、ポッケルスセル及び薄膜変波器を内蔵する光共振器から成る。再生増幅段階を過ぎると、パルスは再圧縮ないし継続して増幅できるようになる。圧縮器はグレーティングないしグレーティング対から成り負の群速度のバラツキが出るようになっている。グレーティングは圧縮器で使用して伸長段階のグレーティングに対応するようにする。代表的システムの詳細については、先に本明細書の一部とした合衆国特許第5,235,606号に開示している。

本発明の重要な態様のひとつは、材料に特有なレーザーパルス幅の関数としてのフルエンス破壊閾値 F_{th} の特性曲線に見られる。このような特性曲線において、材料の勾配特性が急激、明瞭かつ迅速に変化する、或いは識別可能に変化する点を同定する。一般に、この点を過ぎたところで操作することがより望ましいが、その理由はレーザー誘起破壊(LIB)ないしレーザー誘起切断の閾値をより正確に制御できるからである。

実施例 1 不透明材料

図1に示すのは、散乱エネルギーに対する入射フルエンスを定める、若しくは閾値フルエンスに対するパルス幅を定めることにより閾値フルエンスを決定するための実験装置である。本システムには既述したパルスレーザーを発生する手段並びに標的から光電子増倍管までの発光を捕集する手段、通常はレンズが含まれる。透明なサンプルを通過した光ビームの変化がエネルギー計測器で測られる。

図2に示すのは、150fsのパルスを用いた吸収媒質である金から得られたデータをグラフ化したもの、図3に示すのは、閾値フルエンスに対するパルス幅の関係である。図3の矢印は閾値フルエンスとパルス幅との関係が歴然と変化する点を示す。

波長800nm、金に対するパルス200fs(図3)という実験条件での吸収深度は275Å、拡散距離は50Åである。パルスがナノセカンド単位の場合、拡散距離は径10μm(ミクロン)で吸収深度より遥かに長く、その結果熱拡散が特徴サイズ分解能における制限要因になっている。

これら2つの定格が存在するという経験的証拠は図3に示す通りである。図3には実験的及び理論的切断閾値をパルス幅の関数としてグラフ化したものである。パルス幅約7ピコセカンド(ここではT及び τ_p として示す)

での矢印は、熱拡散距離(1_{th})が吸収深度(1/a)に等しくなる点(ないし当該点直近の境界域)である。スポットサイズが小さい場合には、パルスを短く(小さく)しなくてはならないことは明かである。1000Å程度以下のスポットサイズの場合には、パルス幅を100フェムトセカンド程度以下にすることが必要になろう。図から明かのように、これは切断閾値がパルス幅の関数として徐々に変動する、若しくはほぼ一定の値から俄然パルス時間に左右される値に遷移する点などである。この結果は注目に値する。これまでに実証されているところによれば、レーザー光線が金の内部に蓄積するエネルギーの電子サーマライゼーション時間は500fs前後ないしそれ以下であり、電子-格子の相互作用時間は1psである。その結果、超高速レーザー・パルスの場合にはエネルギーがビームスポットに包含されることになる。事実、エネルギーが切断閾値ないしその近傍にある場合には、レーザービームの空間の断面によって被切断部域のサイズと形状が決定されることになる(図4及び図5)。

更に実験を継続して金の薄膜に衝突するフルエンスの関数として生成される再結合光の量を測定した。この場合、先に述べた実験装置に基づく技法を用いた。前提として基本的考え方は、光の強度が被切断材料の量に比例するということである。図4において、除去された材料をフルエンスの関数としてグラフに示した。材料除去が開始する時点での明瞭な閾値フルエンスが見られる。フルエンスが閾値よりも大きくなるガウスビームの小部分のみを取ることにより、被切断部域をこの小エリアに極限することができる。図4において R_a はフルエンスが閾

値にあるビーム上の半径方向位置である。この時切断は半径 R_a の内側だけに起こる。入射フルエンスを正しく選択すれば、原理的には被切断スポットないし穴はスポット・サイズ R_s より小さいことは明かである。図5にこの概念を略図によって示す。図4には150fsパルスの場合のデータを示しているが、この閾値の動きは広範囲にわたるパルス幅で示している。しかしながら、これよりも長いパルスの場合には、後述するように、熱拡散が支配的であるためサブスポットサイズの切断は不可能である。

更に不透明材料による実験を続け、800nmのチタン／サファイア・オシレータのパルスをグレーティング対で伸長し、1kHzの再生増幅器で増幅し、更に別のグレーティング対で再圧縮した。その結果、7ns～100fsのパルス幅を得た。倍率10の対物レンズでこのビームの焦点を合わせた。すなわち、径が3.0 μmの理論的スポット・サイズとした。パルス幅200fs、パルス・エネルギー30nJ（フルエンスは0.4J/cm²）のパルスを用いてガラスに塗布した銀の薄膜の被切断穴を走査電子顕微鏡写真で撮影して径約0.3 μmの2つの穴を見出した。アルミニウムでも類似の結果が得られた。

これらの結果から見て、アパチャーや波長の閾数であるスポット・サイズを小さくすることによって更に小さな穴でも機械加工できることが示唆された。我々は非線形結晶を用いることにより第4高調波（200nm）を発生させることができることを立証した。このように、200nmの光線と共に強力な対物レンズを使用することによって、原理的には径200オングストロームの穴を形成することができる。

これらの実施例の示すところによれば、フェムトセカンド単位のパルスを利用すれば、切断／機械加工プロセスの空間分解能は、これを生成することに用いたレーザー放射の波長よりもかなり低くすることができる。被切断穴の面積ないし径はスポット・サイズの面積ないし径よりも小さい。回折限定期間スポット・サイズなどの特殊な場合には、被切断穴のサイズ（直径）は基本波長よりも小さい。我々は径がスポット径より小さく、かつレーザー光線のスポット・サイズより10%弱小さい径のレーザー一切断穴を形成した。金属に超高速パルスを当てた場合、熱拡散距離 $l_{th} = (Dt)^{1/2}$ （ここでDは熱拡散率、tはパルス時間）は吸収深度（1/a）よりもかなり小さくなる。ここで、aは放射の場合の吸収係数である。

当業者なら本発明の基本的方法を利用することにより、誘起破壊の望ましい構成に従って別の実施態様を実現できることを理解するであろう。実例としては、光路にマスクをもちいること、スポット・サイズを変更すること、レンズを移動させて焦点位置を調整すること、レーザーの空洞設計の調整、フーリエ変換（FT）成形、TEMoo以外のレーザー操作モードの利用、レイリー・レンジ焦点深度、ビーム・ウエストなどの調整がある。ただ

し、これらのみに限らない。

図6A及び6Bにマスクの利用法を示す。基本的方法はマスクを光路ないし標的自体に置くことである。ビームの一部をブロックしたい場合は、マスクは不透明な物質で形成し（図6A）光路に懸垂しなくてはならない。若しくは、吸収性のマスクを標的の上に置いてマスクの形状にならって標的の輪郭を形成するようにしてもよい（図6B）。

スポット・サイズの変更はレーザーのf/#を変更する、すなわち、レンジの焦点距離を変えるか、ないし絞りを調節して入射ビームのサイズをレンズに合わせるかして達成することができる。

TEMooモード以外のモードで操作するとは、上位の横型モードを利用してもよい、という意味である。これはビームや材料に次のような影響をもたらすことになる。すなわち、ビーム強度は円形でなくともよく、またガウス形状である必要はない。材料はビーム形状にしたがって切断される。

レイリー・レンジ（Z軸）はビームの直徑を変えることによって調整してよい。この場合、焦点面はX-Y軸内に来る。

実施例2: 透明材料

SiO_2 （ガラス）試料について一連のテストを実施し、CPAレーザー・システムを用いて150fs～7nsのレーザー・パルス幅の作用としてのレーザー誘起破壊（LIB）を測定した。使用した短いパルス・レーザーは、CPA技法に基づく10ヘルツのチタン／サファイア・オシレータ増幅器システムであった。 SiO_2 試料内側に f = 25cmレンズを用いてレーザー・パルスの焦点合わせを行った。焦点合わせをしたビームのレイリー長はほぼ2mmである。焦点の大きさはもとの位置で顕微鏡の対物レンズによって測定された。測定対象としたスポット・サイズFWHM（最大半価幅）は、ガウス・モードで径26 μmであった。コーニング7940から厚み0.15mmの溶融シリカ試料を作製した。これらの試料は20:10のスクラッチ／ディグ比で両面とも光学研磨した。各試料はメタノールで洗浄してから実験に付した。この試料を用いた目的は、個別にレーザー・パルスの自己集束をすることによって問題が複雑になるのを避けるためであった。 SiO_2 試料はコンピュータ制御電動式X-Y移動ステージに装着した。試料の各位置へのレーザー照射は1回のみとした。

2つの診断技法を用いて破壊閾値 F_{th} を測定した。第一に、レンズによって焦点領域からのプラズマ放射を適当なフィルタを付けた光電子増倍管に集束させた。第二に、試料を貫く透過率の変動をエネルギー・メータで計測した。（図1を参照。）目視検査によりナノセカンド単位のパルス持続時間における破壊を確認した。図7に示すのは、 $\tau_p = 300\text{ fs}$ のレーザー・パルス幅における入射レーザー・エネルギーに対する代表的プラズマ放射及び透過光信号の関係をグラフ化したものである。ここ

で注目すべきことは、 F_{th} 近傍で透過率が徐々に変化したことである。これは超短パルスでの破壊の時間空間挙動によって説明することができる。破壊は、空間における強度の変動によって焦点中心で閾値に達し、かつパルス持続時間が短いために発生したプラズマが局在化した状態にとどまる。透過光が減衰するのは反射、散乱並びにプラズマによる吸収のためである。レーザー強度につき時間と空間の両方でガウスプロファイルがあると仮定し、更に全パルス持続時間でアバランシェが生じて閾値に達すると仮定すれば、入力エネルギー U の関数としての透過レーザーエネルギー U_t は以下の計算式で与えられる。すなわち、

$$U_t = kU_{th} \quad U \leq U_{th}$$

$$U_t = kU_{th} [1 + \ln(U/U_{th})], \quad U > U_{th}$$

ここで、 k は線形透過係数である。図 7 の実験は U_{th} をパラメータとし上記等式 (1) をグラフ化したものである。これと対照的に、ナノセカンド単位のレーザー・パルスによる破壊はパルスピーク値付近での透過ビームを切断することになり、時空における異なる挙動が示される。

図 8 に示したのは、レーザー・パルス幅の関数としてのフルエンス破壊閾値 F_{th} である。10psから7nsまでの間では、破壊閾値は比較的長いパルス幅定格（三角形状と四角形状）におけるスケーリングに従う。これも同じく比較のために示した。本データが先に示した研究結果と一致するのは曲線のうちパルス幅が大きな部分だけであることが解る。パルス幅が数ピコセカンドよりも短くなると、閾値が増大し始める。不透明材料（金属）の項で述べたように、このような短いパルス幅で精度が上がることは注目に値することである。損傷閾値精度が大幅に向上するのが見て取れるが、これは多光子アバランシェ破壊理論と一致する。（図 8 及び 9 を参照。）特徴を X-Y 焦点面でのスポット・サイズより小さく、かつ長手方向ないし Z 軸におけるレイリー・レンジ（焦点深度）よりも小さくすることが可能である。これらの要素はスポット・サイズ又はレイリー・レンジよりも小さな特徴とするために必須のものである。

実施例3:組織

CPA レーザー・システムを用い、150fs～7nsの範囲のレーザー・パルス幅の関数として角膜の破壊閾値を決定すべく一連の実験を実施した。先に述べたように、この CPA レーザー・システムにおいては、レーザー・パルス幅以外のパラメータ（スポット・サイズ、波長、エネルギーなど）は変えないでレーザー・パルス幅を変えることができる。レーザーは径 $26 \mu m$ のスポット・サイズ (FWHM) に焦点を合わせた。プラズマ放射をパルス・エネルギーの作用として記録し組織損傷閾値を測定した。また、損傷を組織学的に評価した。

プラズマ放射データから計算した破壊閾値は、金属やガラスの場合と同じくスケーリング則、 $F_{th} \propto T^{1/2}$ から

逸脱していることを示している。図 9 に示すように、フルエンス閾値のスケーリング則はパルス幅が 10ps 程度までは成り立つが、数ピコセカンド未満まで短くなると、当てはまらなくなる。図 10 及び図 11 に示すように、切斷なし L1B 閾値は、高い（長い）パルス幅で劇的な変動を見せる。当該閾値は短いパルス幅では極めて精度が高い。パルスが短い場合には、破壊閾値測定値からの標準偏差が顕著に減少した。また、解析の結果、10ps 未満のパルスでは隣接組織の損傷が少ないことが明らかになった。

超短パルス (<10ps) での破壊閾値は長いパルスの場合よりも小さく、標準偏差も小さい。組織への隣接組織損傷が少ないので超短レーザー・パルスの結果である。

要約すると、フェムトセカンド単位のレーザー・パルスを用いて金属表面内にサブ波長の穴を機械加工することができる。このような効果は、物理学的には、パルス定着の時限を越えて、入射光線の吸収深度より小さい、熱拡散距離という用語で理解することができる。このような考え方は、穴径が蒸発及び切斷の閾値に対するパルスの横方向ガウス分布によって決定されるということに基づくものである。

レーザー誘起光学破壊誘電は、以下の 3 つの段階から成るものと言える。すなわち、自由電子の生成と増殖、プラズマ加熱及び材料の変形ないし破壊である。アバランシェ・イオン化と多光子イオン化は破壊を引き起こす 2 つの過程である。誘電材料におけるレーザー誘起破壊の閾値は、レーザー・パルスのパルス幅に依存する。パルス幅の関数としてのフルエンス破壊閾値の経験的スケーリング則は

$$F_{th} \propto \sqrt{T_p}$$

で与えられる。或いは、強度破壊閾値の $I_{th} = F_{th} / T_p$ で与えられる。このスケーリング則はナノセカンドから数十ピコセカンドまでのパルス幅に適用できるが、本発明ではこれまで知られていなかった定格、すなわち、金の場合なら 7 ピコセカンド、 SiO_2 の場合なら 10 ピコセカンドより適当に短いレーザー・パルスを用いた場合には破壊閾値がスケーリング則に従わないという事実を利用する。

特定の理論に拘泥するわけではないが、強いレーザー・パルスに照射される固体誘電のイオン化過程は以下の一般式で表すことができる。すなわち、

$$\frac{dne(t)/dt}{dt} = \eta(E)ne(t) + (dne(t)/dt)_loss - (dne(t)/dt)_loss$$

ここで、 $n_e(t)$ は自由電子（プラズマ）の密度、 $\eta(E)$ はアバランシェ係数、 E は電界強さである。右辺の第 2 項は光イオン化の分を表しており、第 3 項は電子の拡散、再結合などによる損失である。パルス幅がピコセカンドの範囲内にある場合には、短いパルスが持続している間は電子のロスを無視することができる。

15

光電離ないしイオン化分は、トンネル率によって評価することができる。パルスが $E \sim 10^8 \text{ V/cm}$ と短い場合、トンネル率は $w \sim 4 \times 10^9 / \text{sec}^1$ と推定されるが、これは下記ようにして計算されるアバランシェのトンネル率と比較すると小さい。しかしながら、光イオン化によって短いパルス幅におけるアバランシェ・プロセスに必要な初度電子が供給されるのである。例えば、1psでのデータによれば、rmsフィールド閾値は約 $5 \times 10^7 \text{ V/cm}$ である。当該フィールドは0.5psではパルスがピークに達するまでに又 $w \sim 100 \text{ sec}^{-1}$ に達するまでに $3.5 \times 10^7 \text{ V/cm}$ (rms) に達するであろう。 $\Delta t \sim 100 \text{ fs}$ の周期中電子密度は $n_e \sim n_i [1 - \exp(-w\Delta t)] \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ に達することができる。ここで、 $n_i \sim 10^{22}$ は価電子帯の電子密度である。

最後の2項を無視すれば、これは電子アバランシェ・プロセスであり、主要電子による衝突イオン化はレーザー電界によって駆動される。次いで、電子密度が $n_e(t) = n_0 \times \exp(n(E)t)$ によって与えられるが、ここで n_0 は初期自由電子の密度である。これらの初期電子は表層トラップ若しくは光イオン化によって生成することができる。短いパルス幅での光イオン化を援用すれば破壊は統計的により有意義になる。電子密度が $n_{th} \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 並びに $n_0 \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ の初期密度を超えた時に破壊が生じるという条件に従えば、破壊条件は $\eta \tau_p \approx 18$ によって与えられる。実験目的のために、プラズマの臨界密度である $n_{th} \approx 1.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ を利用する方が便利であり、したがって $\eta \tau_p \approx 30$ の時に閾値に達することになる。破壊閾値に係わるプラズマ密度の定義には若干恣意的なところがある。しかしながら、プラズマ密度として特定の密度を選択したとしても、パルス持続時間の関数としての閾値依存性には変わりはない（スケーリング則）。

実験において、印加される電界は数十MV/cm以上である。このような強い電界においては、電子の平均エネルギーは $\sim 5 \text{ eV}$ であり、電子衝突時間 τ は $U \geq 5 - 6 \text{ eV}$ のエネルギーをもつ電子の場合 0.4 fs である。電子は電気的衝突の間に2回以上の衝突を繰り返す。したがって、これらの高エネルギー電子の場合には電界は本質的に直流電界である。最適周波数における破壊は $E_{th}^{res} (W) = E_{th}^{dc} (1 + w^2 \tau^2)^{1/2}$ による t_{dc} 破壊に対応することが示されている。ここで、 w は光周波数、 τ は衝突時間である。

直流破壊においては、単位長さ当たりのイオン化率 α を用いてアバランシェ・プロセス $\eta = \alpha(E) V_{drift}$ を記述する。ここで、 V_{drift} は電子のドリフト速度である。電界が数MV/cmの強さの時自由電子のドリフト速度は飽和状態にあり、かつレーザー電界 $V_{drift} \approx 2 \times 10^7 \text{ cm/s}$ に依存しない。

電子1個の単位長さ当たりのイオン化率はちょうど eE/U_i の確率 $P(E)$ 倍であり、したがって電子のエネル

16

ギーは $\geq U_i$ 以上ないし $\alpha(E) = (eE/U_i) P(E)$ である。電子の閾値電界として E_{th} P 及び E_i を定義することにより、熱、量子及びイオン化散乱効果が減速するのを防ぐ。すると、電界は $E < E_{th}$ となって無視できるので、分布はほとんど熱分布だけとなり、 $P(E)$ は $\exp(-U_i/KT)$ と単純化することができる。 $E_{th} < E < E_p$ の時には $P(E) \sim \exp(-\text{const}/E)$ 、これよりも強い電界 ($E > E_p$) で $P(E) \sim \exp(-\text{const}/E^2)$ になると推定されている。以上3つの場合を総合すると、電界の上下両限界を満足する式は以下の通りになる。すなわち、

$$\alpha(E) = (eE/U_i) \exp(-E_i/E(1+E/E_p)+E_{th})$$

これにより、 $F_{th} \propto E^2 \tau_p \sim 1/\tau_p$ 、すなわち、超短パルスの場合フルエンス閾値は

$$E > \sqrt{E_p E_i}$$

を満足すれば増大することになる。

図12は α を電界 E の関数としてグラフ化したものである。 α は実験データから $\eta \tau_p = 30$ 及び $\eta = a V_{drift}$ として計算した。実線で示した曲線部分は、 $E_i = 30 \text{ MV/cm}$ 及び $E_p = 3.2 \text{ MV/cm}$ 及び $E_{th} = 0.01 \text{ MV/cm}$ を用いて上記の式から計算している。これらのパラメータは $U = eE_1$ から計算した。ここで U は熱、量子及びイオン化エネルギーとして取った適当な値、1はこれに対応するエネルギー関連長さである ($1_{th} = 1_p \sim 5 \text{ \AA}$ 原子スペース、そして $1_i \approx 30 \text{ \AA}$)。

これは実験データと同じ飽和状態である。点線部分を修正係数1.7で修正すると実験データとよく一致する。この修正係数1.7は大して重要ではない。すなわち、系統だった修正を用いることもできるし、また破壊はまず表面部分に発生しており、したがって閾値がもっと小さいこともあり得ると思われるからである。なおまた、飽和値 V_{drift} の不確定性もひとつの修正係数たり得る。ここで最も重要なことは、上記の等式で与えられた曲線の形状（勾配）が実験データと見事に一致していることである。したがって、150fsという短いパルスと780nmの波長を用いた溶融シリカのレーザー誘起破壊機構（実施例2）の場合もアバランシェ過程が支配的であるように思われる。

図3、8及び9の曲線で不透明材料と透明材料には共通の特性が見られる。すなわち、おのおのが F_{th} 対 $T^{1/2}$ の挙動で始まるが、次にはこの挙動から判然たる変化が現れることは疑う余地がない。偏差という観点からするなら、各曲線とも必ずしも同じではない。材料自体がすでに異なるからである。各材料の物性が異なる以上材料特有の分析が必要になる。 SiO_2 の場合（図8）、エネルギー一定着の機構は誘電破壊による。光放射は多光子イオン化（MPI）によって密に結合した電子を解放し、次いでこれを加速させ、2つのレーザーの強い電界によって高エネルギーの電子にしている。レーザーが作用する前

は比較的高エネルギーの電子はごく少量にすぎない。これらの電子は他の拘束電子と衝突してアバランシェ過程でこれらの電子を放出する。金属材料の場合には、自由電子が存在しており瞬時にエネルギーを吸収した上再配分する。なお、材料の如何に拘わらず、パルスが短くなるにつれ、レーザー誘起破壊(LIB)ないし切断は、レーザー強度がLIB若しくは切断閾値を超える部域でのみ発生する。これはすなわち、周囲の部域が熱的に反応するに十分な時間とは言えない。パルスが短くなるにしたがい、切断材料からはパルス定着中よりむしろパルス定着後に蒸気が発生する。これは、パルスと持続時間が極めて短いためである。即ち、この発明の方法によるレーザー誘起破壊は、材料を電離、自由電子増倍、誘電破壊、プラズマ形成や溶融、蒸発等によって回復可能な状態まで変化させる。また、レーザー強度は伝搬軸と共に変動することもあることが分かった(図13)。ビーム強度は以下のようにRやZの関数として表すことができる。すなわち、

$$I(Z, R) = I_0 / (1 + Z/Z_R)^2 \cdot \exp(-2R^2/W_z^2)$$

ここで、 Z_R はレイリー・レンジであり $Z_R = \pi W_0^2 / \lambda$ である。

また、 W_0 はウエスト($Z = 0$)におけるビームサイズである。

電界値が最大になるのはウエストの中心部において $Z = R = 0$ の時であることが分かる。閾値を正確に定めるなら、ウエストで正確に材料を損傷することができるし、損傷体積にはR方向ないしZ方向におけるウエストの一部だけを代表させることができる。損傷閾値ないしレーザー強度のバラツキを正確に制御することが極めて重要なことになる。

例えば、損傷閾値ないしレーザー強度バラツキが10%以内であることが解っている場合には、軸($R = 0$)上では、

$$I(0, Z) / I_0 = 1 / (1 + (Z/Z_R)^2) = 0.9$$

となって、損傷体積は $Z_R/3$ の距離で生成することができる。ここでも、 Z_R はレイリー・レンジである。したがつ

て、 $W_0 = \lambda$ のビーム・ウエストは $Z_R = \pi W_0^2 / \lambda = \pi \lambda$ となり、穴との距離dは図13に示すように $Z_R \approx \lambda/3$ とすることができる。

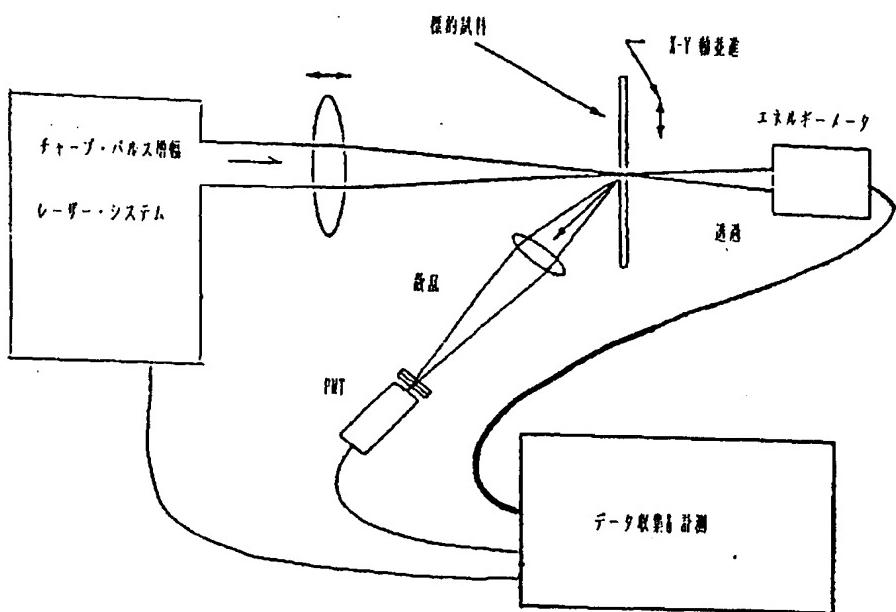
最大強度はビーム・ウエストのちょうど中心に来る($Z = 0, R = 0$)。閾値がはっきりしている場合には、透明な絶縁材料を原点近傍を中心とする小体積において損傷させることができる($Z = 0, R = 0$)。この場合の損傷はR方向に測ったビーム・ウエストより遙かに小さなものとなる。小空洞、穴ないし損傷は、透明な絶縁材料の体積内ではレイリー・レンジ(Z_R)よりも小さなサイズとすることができます。これとは別なバリエーションにおいては、レンズ移動させてZ寸法における穴ないし空洞のサイズを大きくすることができます。この場合、焦点をZ軸に沿って動かすことにより穴ないし空洞の長さを増す。これらの特徴は上述したアプリケーション並びに微少寸法機械加工、集積回路製造などのアプリケーションやデータ保存メディアへのデータ符号化にとって重要である。

本発明の優れている点のひとつは、破壊閾値フルエンスがスケーリング則に従わないような定格を同定し、かつこのような定格を用いてレーザー誘起破壊の精度を向上させ、かつまた材料の内部又はその表面に一定のパターンで破壊を誘起することにある。すなわち、本発明によれば、破壊ないし切断閾値が正確になる個所でレーザーを操作することが可能になる。当該精度は図8及び9の曲線に沿ったI字型バーによって明瞭に示すことができる。これらのI字型バーは、終始一貫して少ない偏差を示し、また予め定めたパルス幅以下の定格に対応する高い精度を示している。

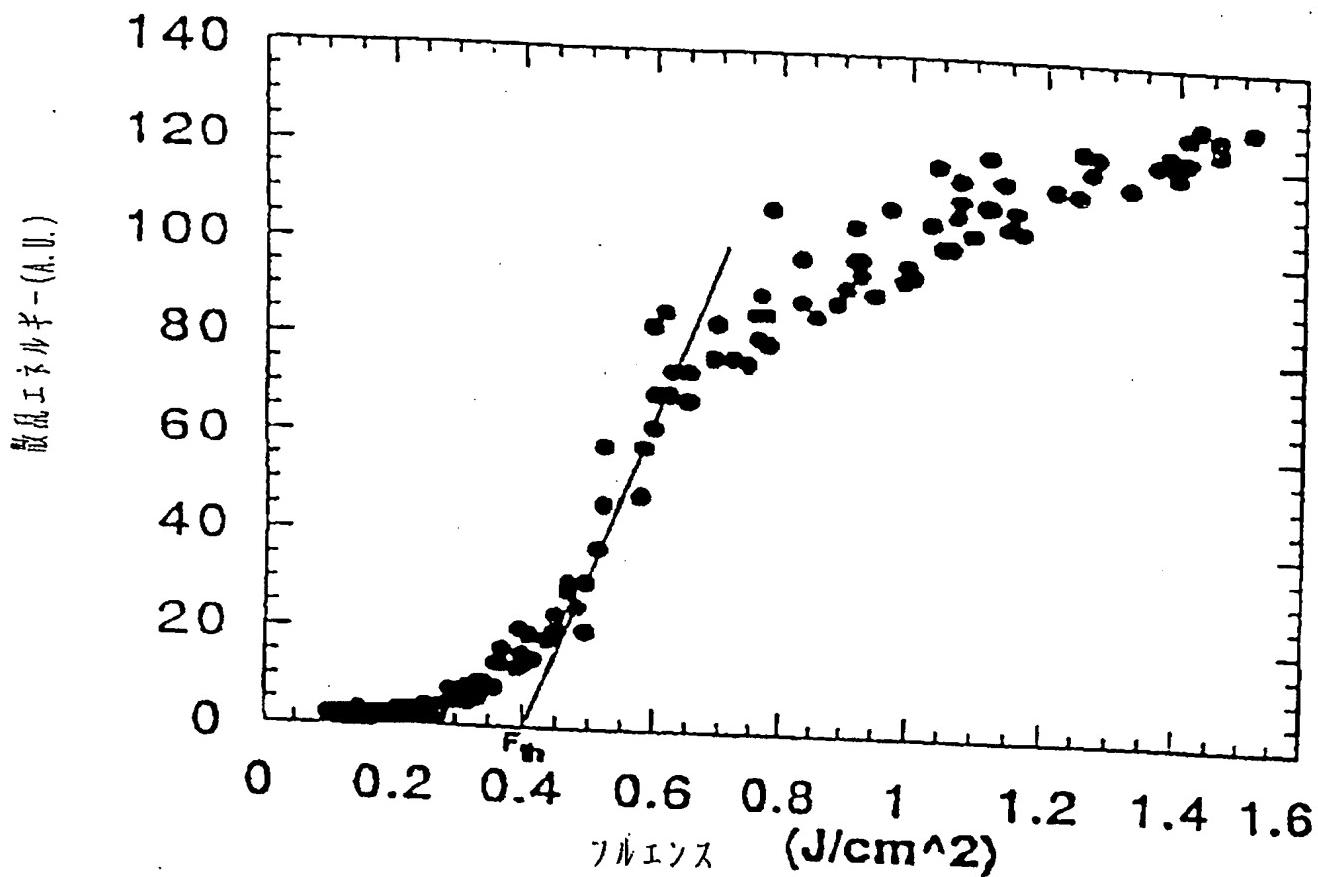
これまで、本発明はその実施態様との関係において説明してきたが、本発明は前記の説明によって限定されるものではなく、以下に示す請求項によってのみ限定を受ける。

独占的所有権ないし特権が請求される本発明の実施態様は添付の請求項に定義する。

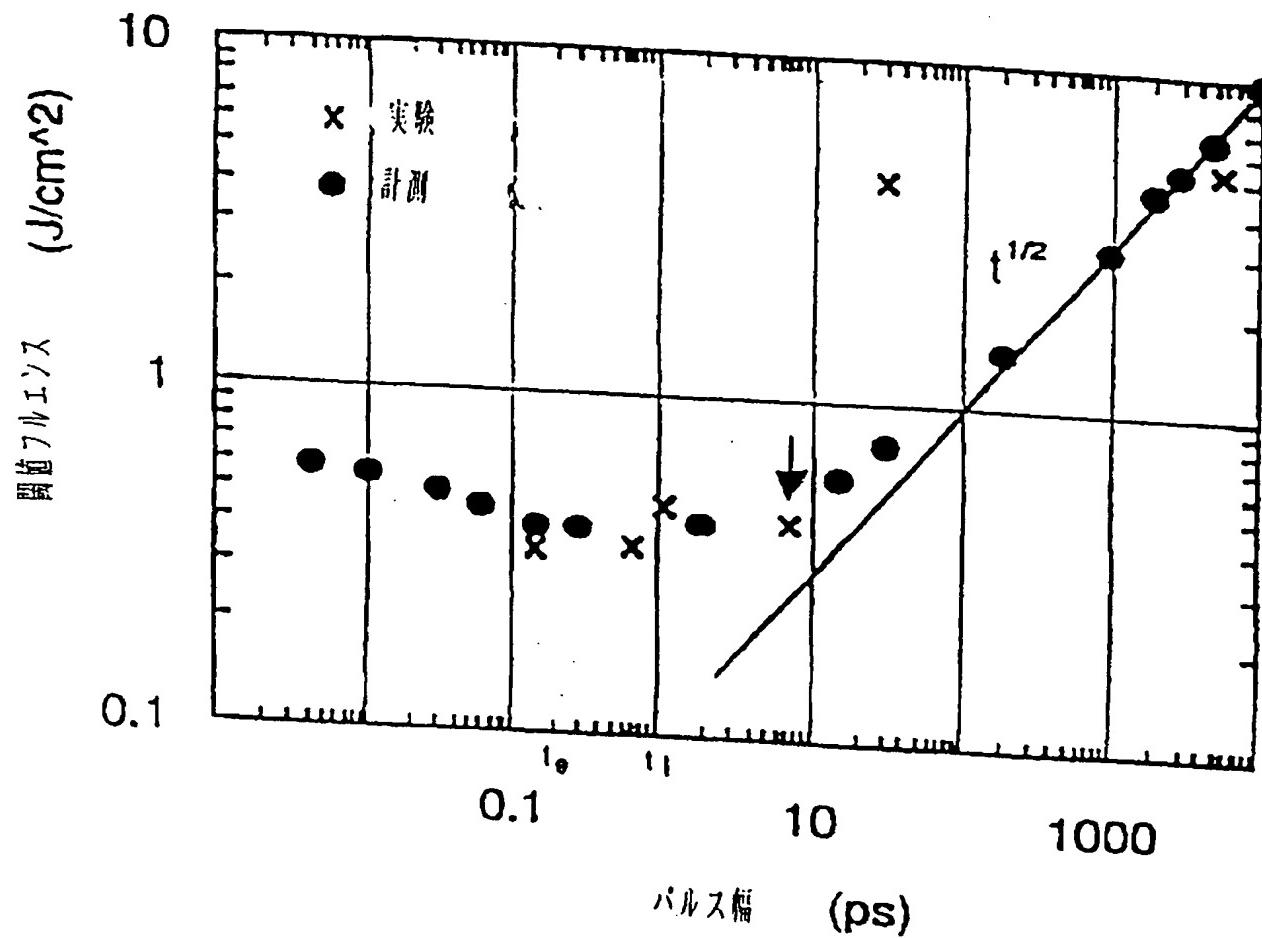
【第1図】



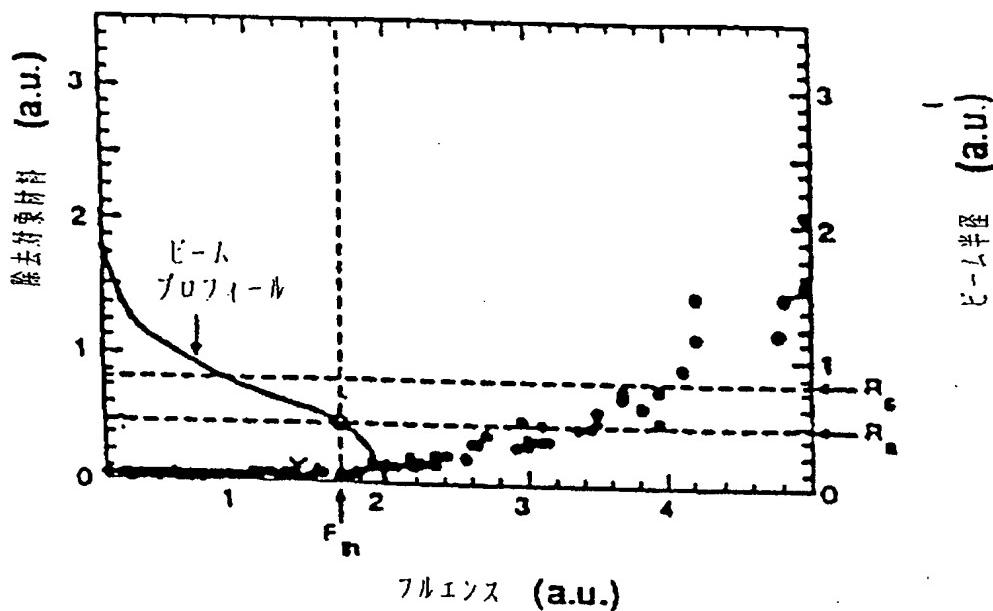
【第2図】



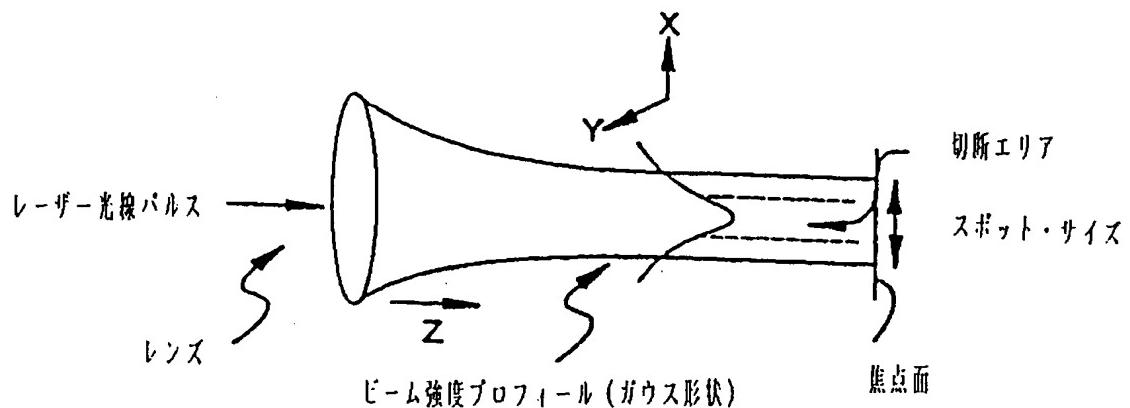
【第3図】



【第4図】



【第5図】



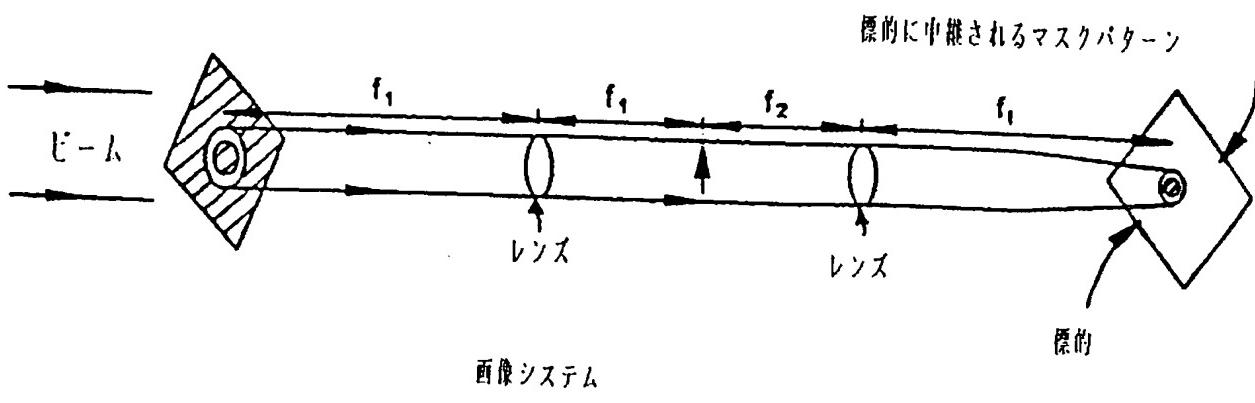
$$I \sim e^{-\left(x/\sigma\right)^2}$$

$$I = I_0 e^{-\frac{2\pi^2}{w^2}}$$

【第6A図】

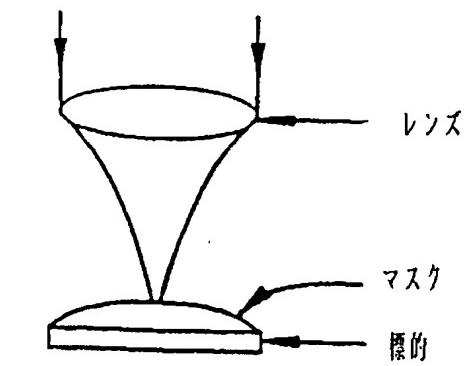
f_1, f_2 - レンズの焦点距離

$f_1 = m f_2$ ここで、 m は任意のもの

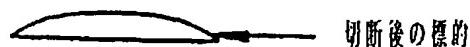


マスク - 斜線部分はレーザー波長に対し不透明

【第6B図】

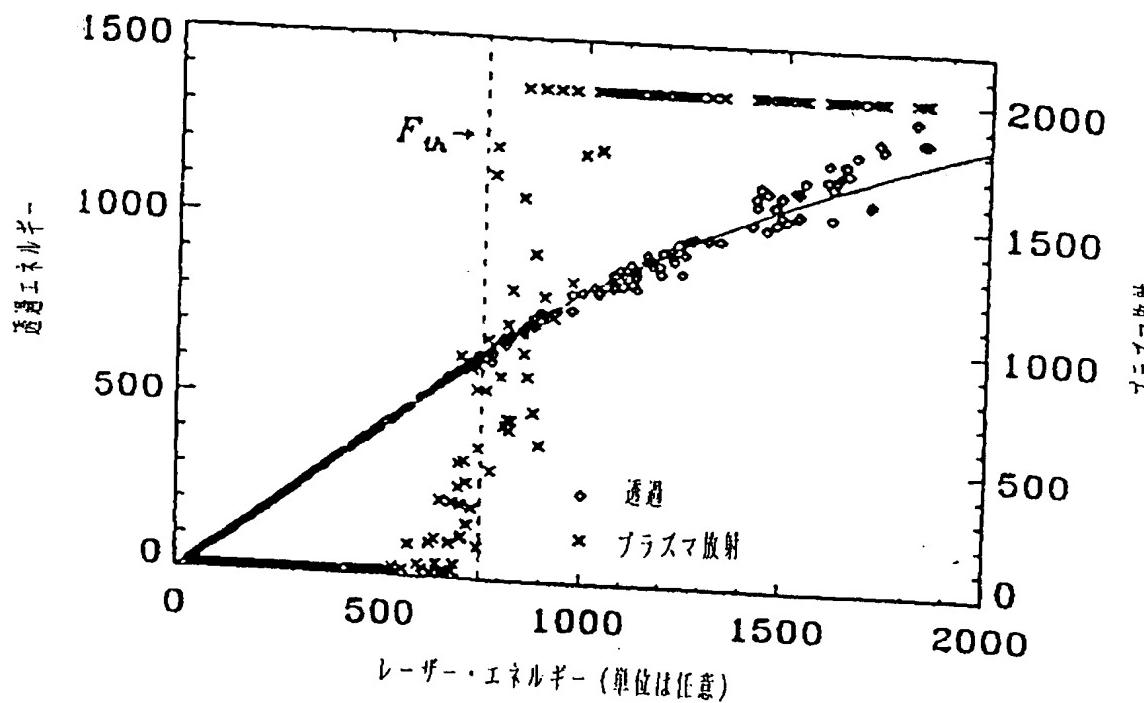


標的をマスクで切断しているところ

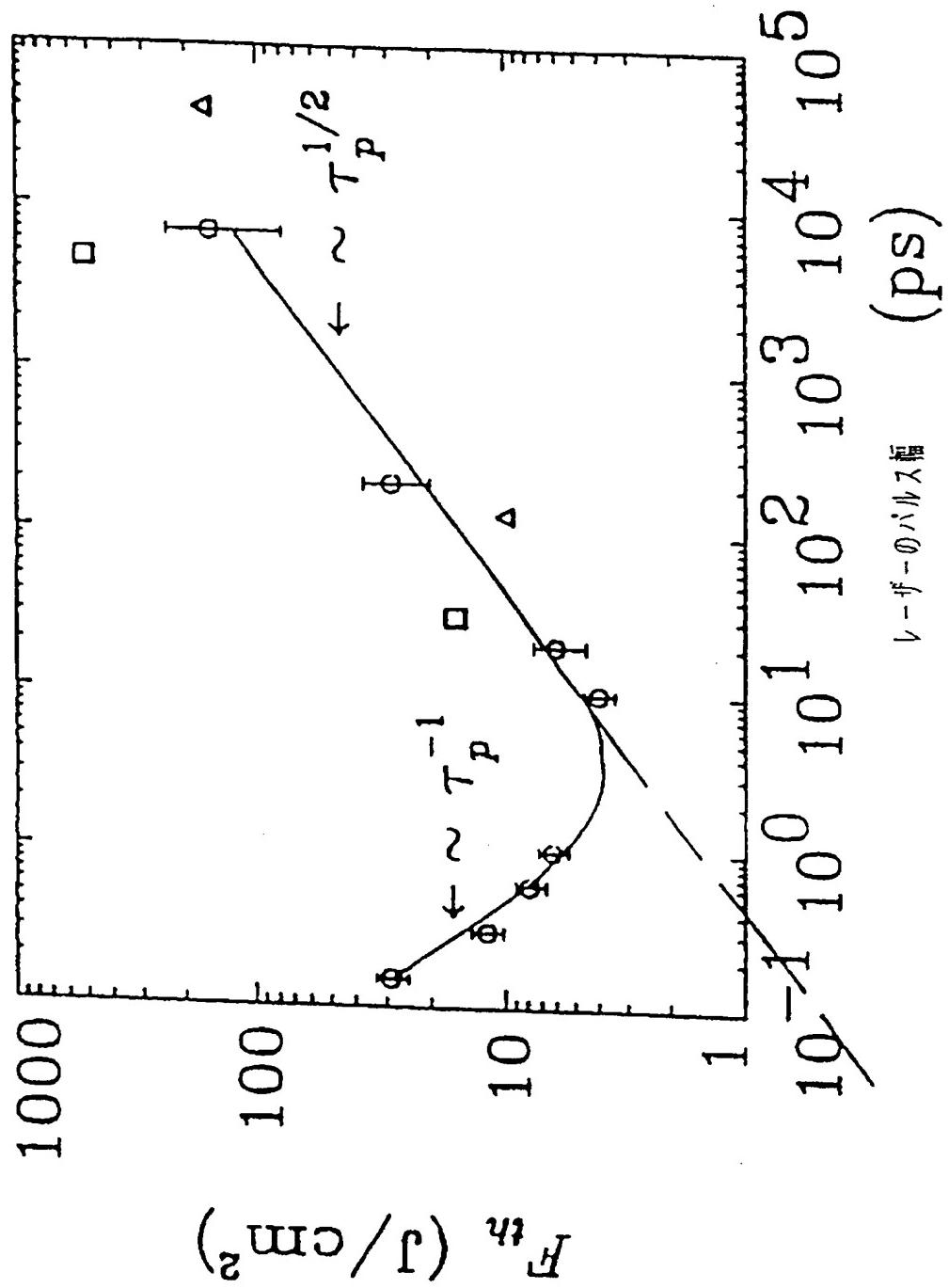


切断後の標的は主としてマスクの画像

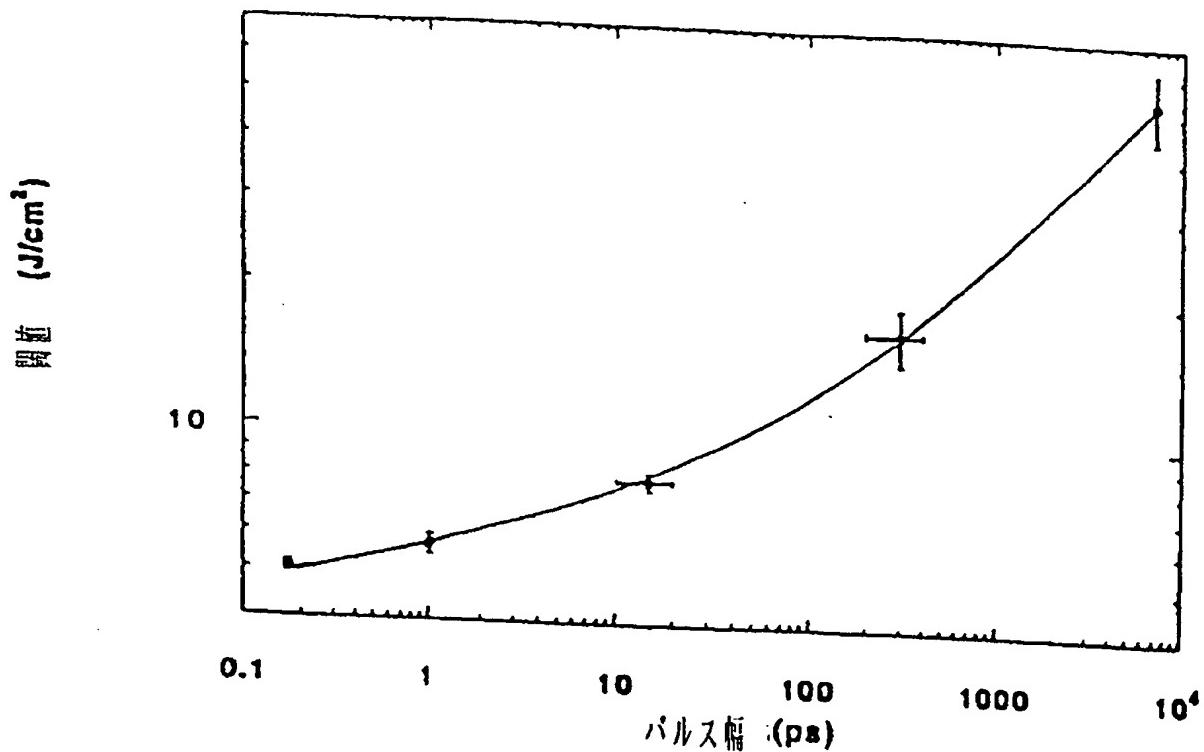
【第7図】



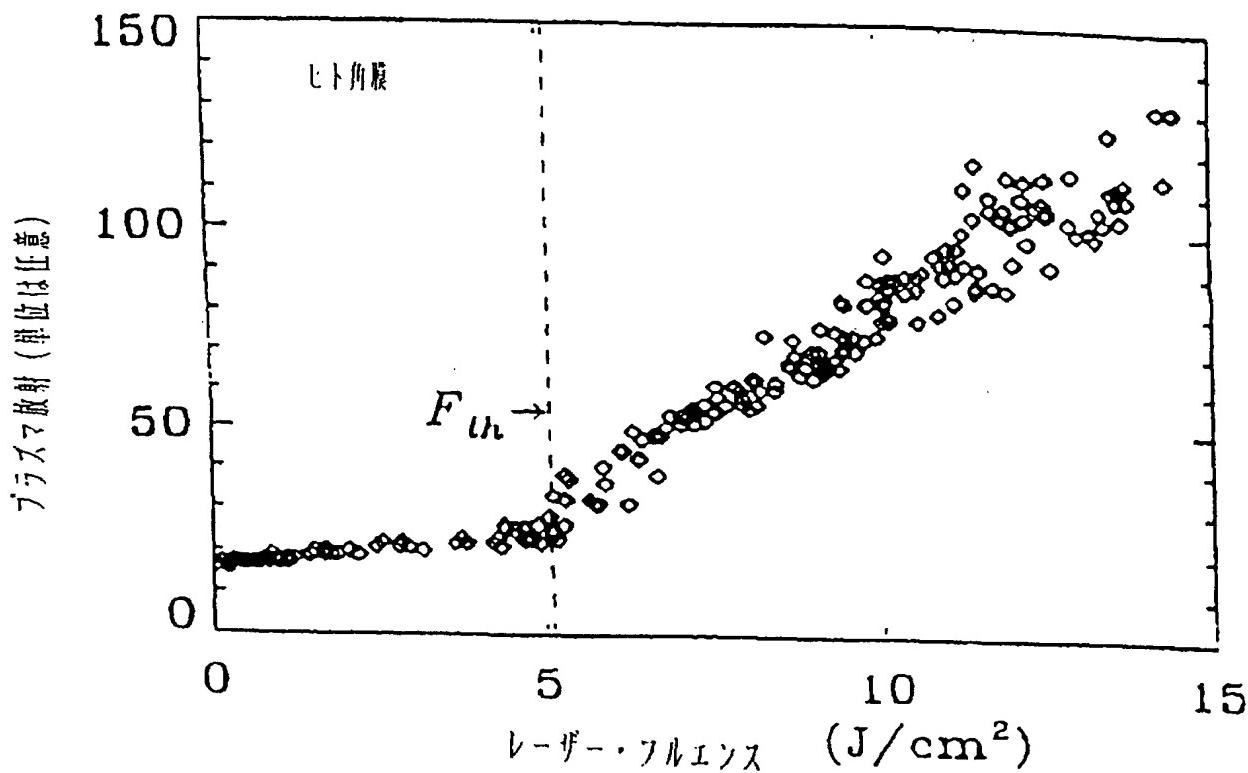
【第8図】



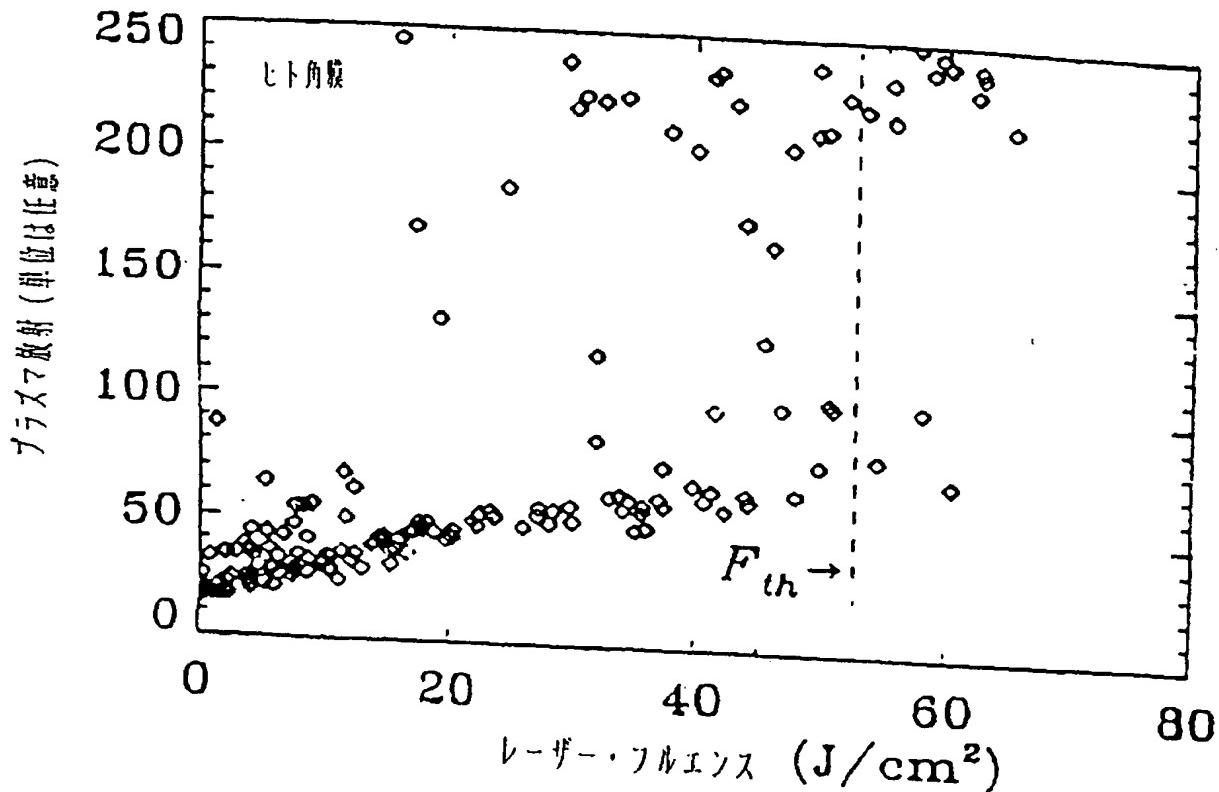
【第9図】



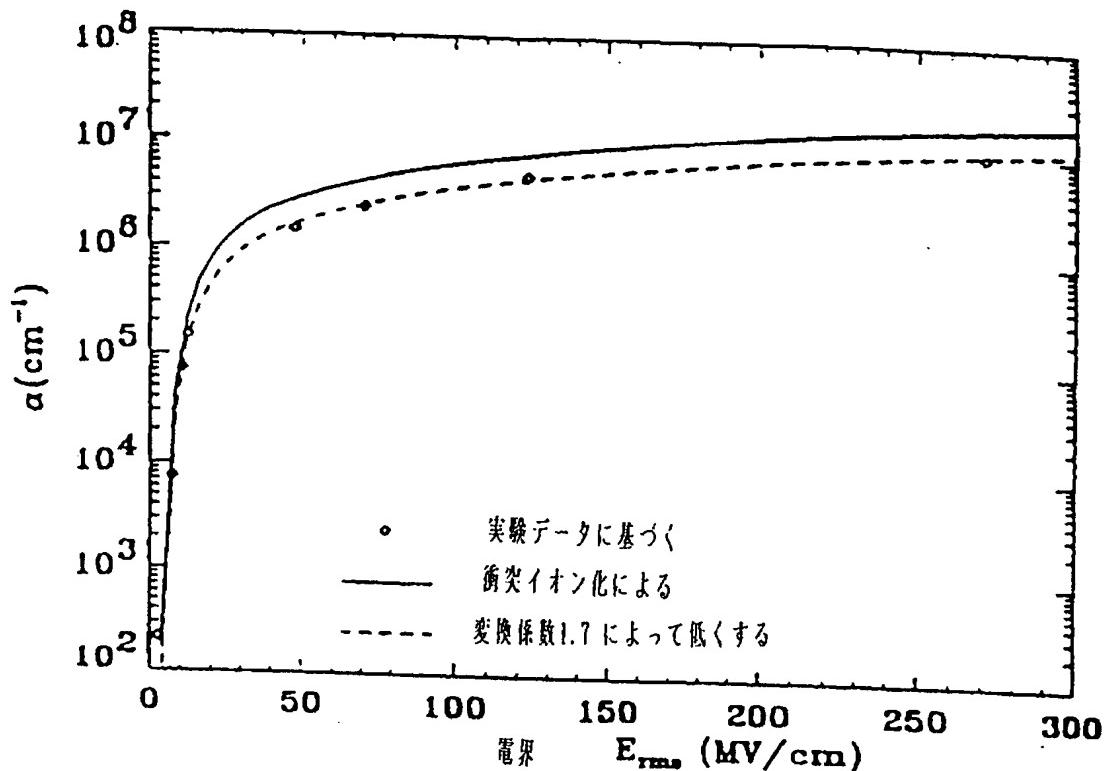
【第10図】



【第11図】

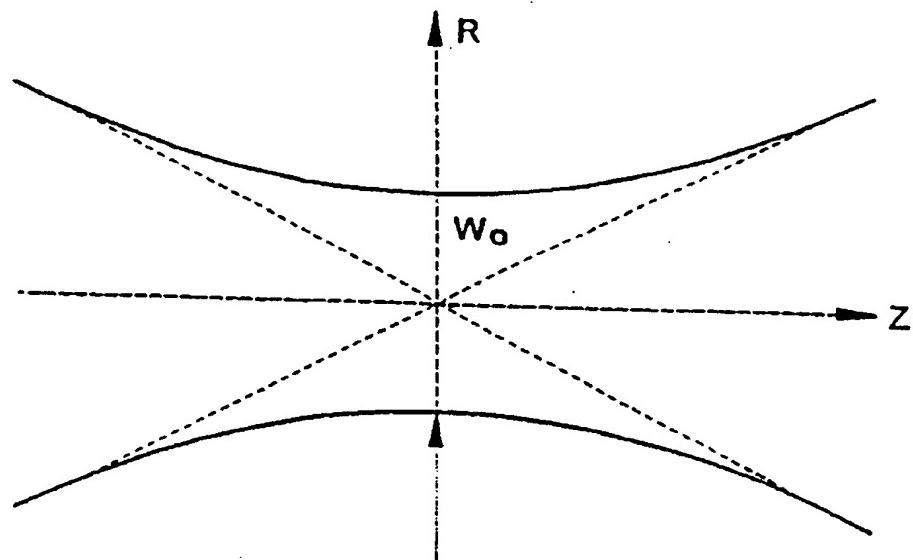


【第12図】

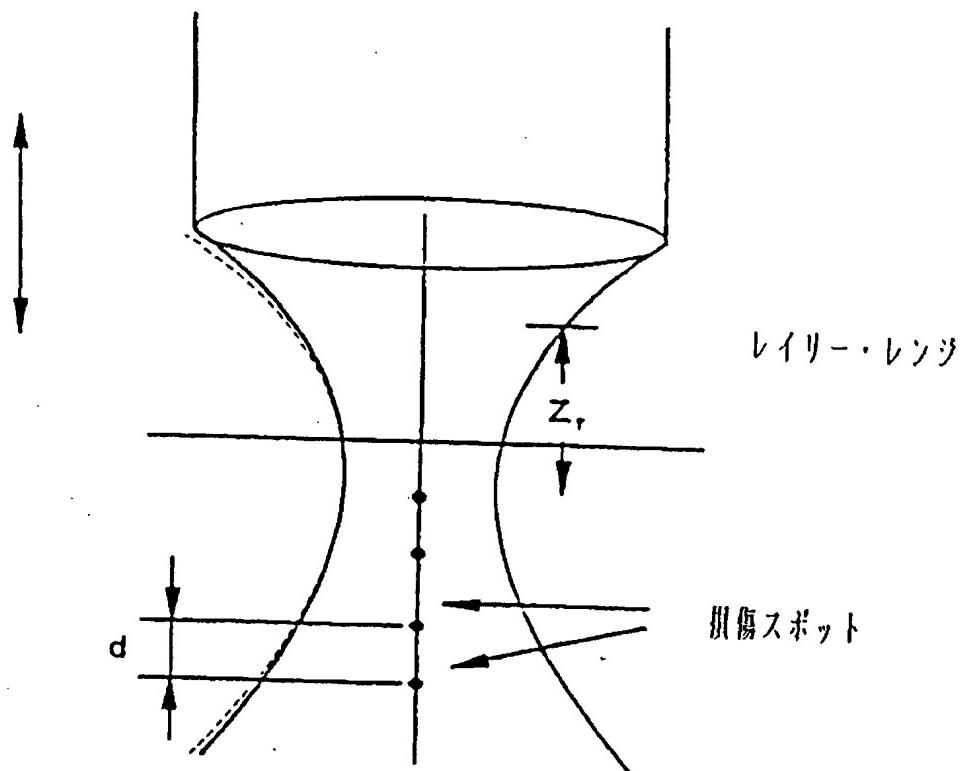


【第13A図】

Z 軸に沿った損傷



【第13B図】



フロントページの続き

(72)発明者	デウ、ディタオ アメリカ合衆国 48105 ミシガン州、 アン アーバ、ビショップ シャープ7 2385	(72)発明者	リュー、シンビング アメリカ合衆国 48198 ミシガン州、 イブシランティ、レイクビュー ドライ ブ 2113、アパートメントナンバー169 プロンコ ピータ、ピー。
(72)発明者	デュッタ、サブレータ、ケー。 アメリカ合衆国 48104 ミシガン州、 アン アーバ、ホワイト ストリート シャープ3 1608	(72)発明者	アメリカ合衆国 48130 ミシガン州、 デクスター、ベーカ ハイツ コート 7857
(72)発明者	エルナー、ピクター アメリカ合衆国 48103 ミシガン州、 アン アーバ、モレヘッド ドライブ 1495	(72)発明者	スクエアー、ジェフリー、エー。 アメリカ合衆国 48103 ミシガン州、 アン アーバ、コビングトン ドライブ 1535
(72)発明者	クウリッツ、ロン アメリカ合衆国 60612 イリノイ州、 シカゴ エヌ. ダーボン 1430、アパー トメントナンバー201	(56)参考文献	特開 平5-63222 (J P, A) 特開 平2-133185 (J P, A) 特開 平7-246483 (J P, A)
(72)発明者	リッター、ポール アメリカ合衆国 48105 ミシガン州、 アン アーバ、ウルバーハンプトン 1100	(58)調査した分野(Int.CI. ⁷ , D B名)	B23K 26/00 A61B 18/20